

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

## Неопровержима ли интерпретация квантовой механики Дэвида Боба?

А. В. Белинский<sup>a</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра математического моделирования и информатики,  
кафедра физики Земли. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Статья поступила 12.10.2017, подписана в печать 30.01.2018.

Рассмотрены как теоретические основы интерпретации квантовой механики на основании так называемой концепции «волны-пилота», так и осуществленные и возможные эксперименты, тестирующие ее адекватность.

*Ключевые слова:* ортодоксальная интерпретация, скрытые параметры, детерминизм, квантовая суперпозиция, квантовая статистика.

УДК: 530.145.1. PACS: 03.65.Ta.

## ВВЕДЕНИЕ

Традиционно считается, что концепция «волны-пилота» Д. Боба принципиально неопровержима, поскольку она базируется на уравнении Шрёдингера и ее результаты полностью соответствуют результатам экспериментов. Более того, она была восторженно принята таким гигантом «квантовой мысли», как Джон Белл [1]:

«Но почему тогда Борн не говорил мне об этой “волне-пилоте”? Хотя бы не указал на то, что было в ней неправильно? Почему эту теорию не рассматривал фон Нейман? Более того, почему люди приводят доказательства “невозможности” после 1952 г. и даже в 1978 г.? Даже Паули, Розенфельд и Гейзенберг не смогли критиковать бомовскую версию более содержательно, чем обозвав ее “метафизической” и “идеологической”. Почему представление о “волне-пилоте” игнорируется в учебниках? Не следует ли думать об этом если не как о единственно правильном пути, то хотя бы как о лекарстве против самоуспокоенности? Чтобы показать, что неопределенность, субъективность и индетерминизм не возникают для нас из экспериментальных данных, но только из свободного теоретического выбора».

Итак, интерпретация явно заслуживает внимания, хотя определенные сомнения в ее неоспоримости все же остаются. Но рассмотрим в начале основные предпосылки и положения этой концепции.

**1. УРАВНЕНИЕ ШРЁДИНГЕРА И ВЕРОЯТНОСТНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ БОРНА**

В 1926 году Эрвин Шрёдингер, развивая идею Луи де Бройля о наличии у квантовых частиц волновых свойств [2], сформулировал волновое уравнение [3]

для описания квантово-механической системы:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \psi,$$

где  $\psi$  — волновая функция,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $V(x, t)$  — потенциальное поле, действующее на частицу массы  $m$ .

«<. . .> Увидев, что [это] уравнение подобно уравнению с мнимым коэффициентом диффузии, Шрёдингер ослабил свое первоначальное требование о вещественности  $\psi$  и допустил возможность комплексных значений для механического полевого скаляра  $\psi$  <. . .>. В заключительном разделе [своей] статьи Шрёдингер обсудил физический смысл  $\psi$ . Он интерпретировал  $\psi\psi^*$  как весовую функцию в конфигурационном пространстве, которая задает электродинамические флуктуации пространственной плотности электрических зарядов, и заключил, что  $\psi$ -функция должна быть не более и не менее как средством . . . математически охватить и представить всю совокупность таких флуктуаций с помощью единственного дифференциального уравнения в частных производных. . . Не нужно и не следует искать для самой  $\psi$ -функции в общем случае прямой интерпретации в трехмерном пространстве. . . » [4].

Летом 1926 года появилась знаменитая вероятностная интерпретация Макса Борна, принесшая ему Нобелевскую премию.

«Для Борна вероятность (постольку поскольку она была связана с волновой функцией) была не просто математической абстракцией, это было нечто, наделенное физической реальностью, ибо она менялась во времени и в пространстве в согласии с уравнением Шрёдингера. Впрочем, от обычных физических величин она фундаментально отличалась тем, что не переносила энергии или импульса. Поскольку в классической физике, будь то механика Ньютона или электродинамика Максвелла, физически “реальным” признавалось только то, что переносило энергию или импульс (или и то, и другое), онтологический статус  $\psi$  следовало считать каким-то

<sup>a</sup> E-mail: belinsky@inbox.ru

промежуточным... Законы природы, как стали утверждать с этого момента Борн и Гейзенберг, определяют не появление события, а вероятность его появления...

Придя к интерпретации  $\psi$  как вероятностной волны в только что описанном смысле, но, памятуя, что  $\psi$  можно разложить по полному ортонормированному набору собственных функций  $\langle \dots \rangle$ , Борн должен был спросить себя, какой смысл следует приписать коэффициентам  $[c_n$  этого разложения]?  $\langle \dots \rangle$ . Он полагал, что «интеграл  $\int |\psi(q)|^2 dq$  можно рассматривать как число частиц, а  $|c_n|^2$  — как статистическую частоту появления состояния, характеризуемого индексом  $n$ . Для проверки этого предположения Борн вычислил  $\langle \dots \rangle$  ожидаемое значение энергии и получил для нее правильные собственные значения» [4].

## 2. МОДЕЛЬ БОМА

В 1952 г. Дэвид Бом опубликовал две статьи [5, 6], в которых предложил нетривиальный подход к дальнейшему развитию квантовой механики. С чисто формальной точки зрения его предложение сводилось к тому, чтобы от одного уравнения для комплексной волновой функции перейти к двум уравнениям для двух действительных величин — амплитуды  $R(\mathbf{x}, t)$  и фазы  $S(\mathbf{x}, t)$  волновой функции. Обозначим

$$\psi = R \cdot \exp(iS/\hbar).$$

В случае одной квантовой частицы, используя это выражение и уравнение Шрёдингера, обозначив  $\rho = R^2$ , можно получить

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \frac{\nabla S}{m} \right) &= 0, \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V + Q &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\Delta R}{R}$  — так называемый квантовый потенциал.

В классической механике функция  $S$  интерпретируется как действие, ее производная по времени  $\partial S/\partial t$  — как энергия, а  $\nabla S/m$  — как скорость. Полученные соотношения можно рассматривать как уравнение непрерывности и уравнение баланса энергии, однако в этом последнем выражении появляется принципиально новое слагаемое — квантовый потенциал  $Q$ .

В случае  $N$  частиц можно ввести волновую функцию

$$\psi = R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t) \cdot \exp [iS(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t)/\hbar]$$

и определить  $3N$ -мерную траекторию в конфигурационном пространстве, которая описывает поведение каждой частицы в системе. Скорость  $i$ -й частицы равна

$$\mathbf{v}_i = \nabla_i S(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t)/m.$$

Аналогично случаю с одной частицей с помощью величины  $R$  определяется квантовый потенциал

$$U(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N) = -\frac{\hbar^2}{2mR} \sum_{k=1}^N \Delta_k R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N),$$

причем  $\rho(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t) = R^2$  равно плотности представляющих точек  $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N)$  в нашем  $3N$ -мерном ансамбле.

Еще раз отметим, что наличие квантового потенциала отличает квантовое описание от классического, где никакого аналога этому члену нет. Квантовый потенциал обеспечивает в общем случае так называемую запутанность (entanglement) между частицами, т. е. тот факт, что отдельные траектории, которые в бомовской интерпретации имеют физический смысл, не независимы одна от другой и не описываются отдельными независимыми волновыми функциями. Очень важно, что квантовый потенциал в конфигурационном пространстве при изменении волновой функции, как принято считать, изменяется мгновенно и этот механизм отвечает за нелокальные корреляции, столь характерные для квантовой механики. Человеком же эти мгновенные изменения скорее могут восприниматься как сверхсветовой обмен информацией [7].

Тезис о нелокальности квантового потенциала обычно особо нигде не подчеркивается. Высказываются лишь косвенные соображения, основанные на том, что координаты одной из частиц квантовой системы с его помощью оказываются зависимыми от координат всех остальных частиц системы и, в частности, таким образом, не только волновая функция управляет движением частицы, но и частица оказывает обратное воздействие на волновую функцию системы [8]. Логически, однако, из этого не следует, что нелокальные корреляции передаются мгновенно, а не, скажем, со скоростью света в вакууме. Однако нарушение неравенств Белла, зафиксированное между весьма удаленными наблюдателями [9], как представляется, доказывает и то и другое.

С другой стороны, нелокальность квантовых корреляций (независимо от модели Бом) является в настоящее время общепризнанным фактом (например, [10–13]), который, тем не менее, представляется парадоксальным. В 2017 г. были опубликованы работы [14, 15], в которых сделана попытка объяснить эту парадоксальность эффектом теории относительности, очень близким к известному парадоксу близнецов.

## 3. ФОРМУЛИРОВКА ДУАЛИЗМА В МОДЕЛИ БОМА

Остановимся на двух возможных представлениях о дуализме «волна–частица». Возможны два подхода [16]:

1. «Волна ИЛИ частица»: Гейзенберг, Паули, Дирак, Йордан и многие другие считали, что в зависимости от экспериментальной ситуации следует выбирать то ИЛИ иное описание поведение квантовой

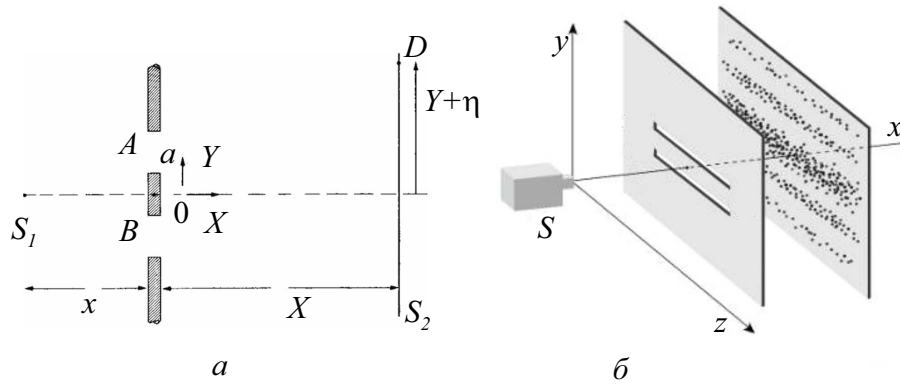


Рис. 1. Конфигурация и результаты интерференционного опыта с двумя щелями [18, 19]

системы. Электроны ассоциируются с амплитудами вероятности. Корпускулярная природа электрона проявляется, когда мы измеряем его координату. Выражаясь словами Бора, объект не может быть одновременно и тем и другим (это принято называть ортодоксальной интерпретацией квантовой механики и принципом дополнительности)<sup>1</sup>.

2. «Волна И частица»: де Бройль, со своей стороны, а вслед за ним и Бом считали, что понятия волны и частицы сливаются на уровне атомных масштабов, где «волна-пилот» направляет траектории электронов. В одно и то же время существуют сразу два объекта, а не какой-либо один из них.

Различие между этими двумя подходами можно легко увидеть на примере интерпретации двухщелевого эксперимента, в котором пучок электронов низкой интенсивности (где электроны инжектируются поодиночке) направляется на непрозрачную поверхность с двумя щелями в ней. С другой стороны, от этой поверхности на детектирующем экране регистрируются дискретные следы попадания электронов. Если даже считать, что следы на экране соответствуют частицам, они группируются в интерференционные полосы, характерные для волн. Таким образом, воспроизводится как волновое (интерференция), так и корпускулярное (точки на экране) поведение.

Согласно подходу де Бройля–Бома «волна И частица», волновая функция (модуль которой дает плотность вероятности для электрона находиться в некоторой координате независимо от процесса измерения) проходит через ОБЕ щели. В то же самое время с электроном ассоциируется хорошо определенная траектория. Но эта траектория проходит только через ОДНУ из щелей. Финальное положение частицы на детектирующем экране и щель, через которую проходит частица,

определяются начальным состоянием частицы. Такое начальное состояние не контролируется экспериментатором, так что возникает эффект случайности детектируемого изображения. Волновая функция так управляет частицей, что разреживает следы частиц в области, где интерференция деструктивна, и сгущает в области, где интерференция конструктивна, порождая интерференционные полосы на детектирующем экране. По этому поводу Белл писал [1]: «Эта идея кажется мне настолько естественной и простой для разрешения дилеммы “волна–частица” столь ясным и прямым способом, что остается большой загадкой, почему она так долго игнорировалась».

Двухщелевой опыт Юнга долго служил решающим экспериментом для интерпретации дуализма “волна–частица”. Этот простой эффект обладает двумя свойствами квантового феномена: волновой природой на микроскопическом уровне, связанной с феноменом интерференции волновой функции, и корпускулярной природой на микроскопическом уровне, связанной со следами соударений на экране. Двухщелевые интерференционные эксперименты были выполнены с такими массивными объектами, как электроны, нейтроны, холодные нейтроны, атомы, а также — недавно — с когерентными ансамблями ультрахолодных атомов и с мезоскопическими одиночными квантовыми объектами.

Корректное численное моделирование двухщелевого эксперимента на базе интерпретации Бома впервые было успешно осуществлено в работе [18], а затем в [19]. Там квантовый потенциал был вычислен для обычной двухщелевой конфигурации, включающей источник электронов  $S_1$ , две щели A и B и экран  $S_2$ . В системе координат с началом в 0, показанной на рис. 1, a, центры щелей имеют координаты  $(0, Y)$  и  $(0, -Y)$ .

Щели являются достаточно длинными (бесконечными) вдоль оси  $z$  (нормальной к плоскости рисунка), так что вдоль этой оси нет эффекта дифракции. При моделировании поэтому рассматривали только волновую функцию вдоль оси  $y$ ; переменная  $x$  классически интерпретировалась как  $x = vt$ . Электроны, испускаемые электронной пушкой, представлялись одной и той же

<sup>1</sup> Углубленный теоретический анализ соотношения дополнительности приводит к неравенству  $V^2 + D^2 \leq 1$ , которое ограничивает сверху максимальные значения одновременно определенных параметров — интерференционной видности  $V$  и различимости пути (path distinguishability)  $D$  [17]. Очевидно, случаи  $V=1, D=0$  и  $V=0, D=1$  являются предельными.

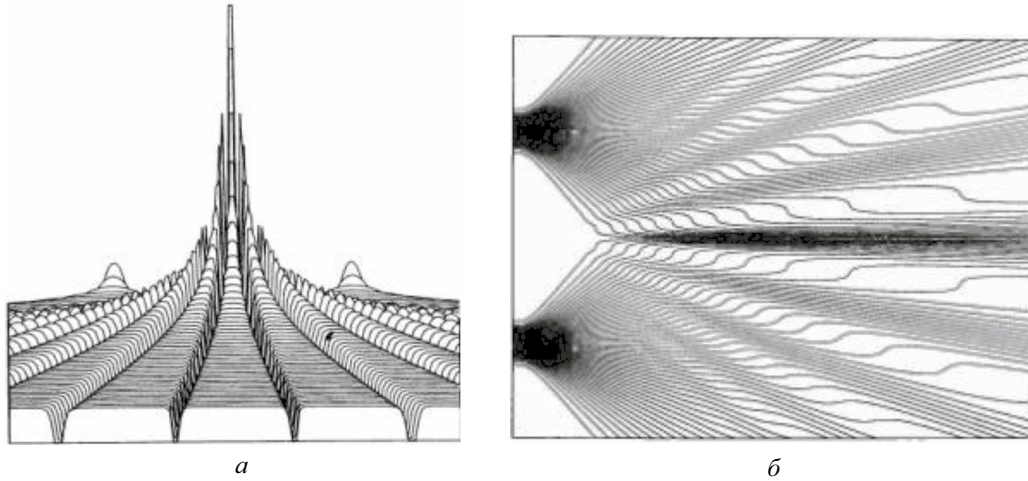


Рис. 2. Квантовый потенциал (а) для двух гауссовых щелей относительно  $S_2$  [18] и ансамбль траекторий (б), проходящих через две гауссовые щели [18]

начальной волновой функцией

$$\psi^0(y) = (2\pi\sigma_0^2)^{-1/4} \exp(-y^2/4\sigma_0^2)$$

со стандартным отклонением  $\sigma_0 = 3$  мкм. Метод континуальных интегралов по траекториям Фейнмана позволил вычислить зависящую от времени волновую функцию. Волновая функция *перед щелями* равна:

$$\psi(y, t) = [2\pi s_0^2(t)]^{-1/4} \exp[-(y - vt)^2/4s_0(t)],$$

где

$$s_0(t) = \sigma_0 (1 + i\hbar t/2m\sigma_0^2).$$

За щелями волновая функция есть сумма значений волновых функций А и В:

$$\psi(y, t) = \psi_A(y, t) + \psi_B(y, t),$$

где

$$\psi_A(y, t) = \int_A [m/2i\hbar t_1]^2 \exp[(im(y-y_a)^2/2\hbar(t-t_1)] \times \psi(y_a, t_1) dy_a$$

и

$$\psi_B(y, t) = \int [m/2i\hbar t_1]^2 \exp[(im(y-y_b)^2/2\hbar(t-t_1)] \times \psi(y_b, t_1) dy_b.$$

Амплитуды вероятностей  $\psi_A(y, t)$  и  $\psi_B(y, t)$  находились интегрированием по всем координатам щелей. Вычисление волновой функции осуществлялось при использовании метода континуальных интегралов по траекториям с помощью которого квантовый потенциал получен из приведенного ранее выражения (1) (рис. 2).

Траектории вычислены путем интегрирования по времени уравнения  $\nabla S = mv$ , которое связывает  $S$ -функцию со скоростью частиц обычным способом. Вначале траектории от каждой щели расходятся таким образом, что они совместимы с одиночной гауссовой щелью. Последовательные изломы траекторий совпадают с «провалами» (throughs) в квантовом потенциале. Они возникают потому, что когда частица попадает в область провала, она как бы испытывает значительное воздействие в  $y$ -направлении, которое быстро ускоряет частицу от провала к провалу в области, где «сила» снова становится слабой. Как следствие, большинство траекторий располагаются вдоль плато и дают яркую интерференционную картину, когда провалы совпадают с темными полосами.

Интересно, что, согласно рис. 2, б, бомовские траектории не могут пересекаться, поскольку поле скоростей однозначно относительно оси  $x$ , иначе о какой детерминированности можно говорить вообще? Но тогда получается, что частицы, прошедшие верхнюю щель, никогда не могут оказаться ниже плоскости  $y = 0$ , и наоборот. Хотя совершенно очевидно, что за счет дифракции на щели это вполне возможные траектории. Вопрос серьезный, ибо ставит под сомнение всю логику Дэвида Бома. Его обсуждению посвящены работы [8, 20].

#### 4. «СЮРРЕАЛИСТИЧЕСКИЕ» БОМОВСКИЕ ТРАЕКТОРИИ

Интересная ситуация возникает, если рядом с каждой щелью поместить двоичный детектор, указывающий, прошла ли частица через данную щель или нет [20]. Эти детекторы сообщают нам информацию типа «который путь» и позволяют различить два класса траекторий: проходящих через одну щель и проходящих через другую щель. При этом, разумеется, утрачивается интерференционная картина на экране (рис. 3).

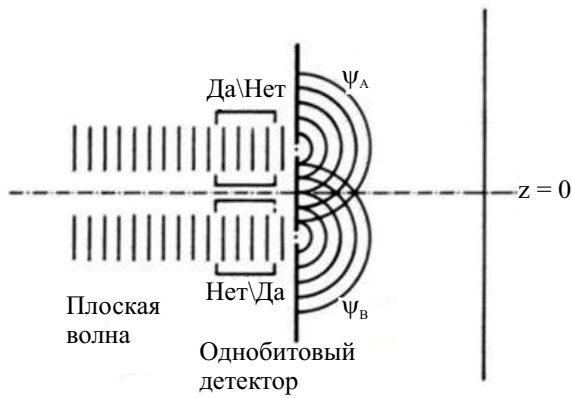


Рис. 3. Двухщелевой интерферометр с двоичными детекторами («yes/no» one-bit detectors): коллимированная плоская волна через щели падает на детектирующий экран. Из-за информации о выборе пути частиц интерференция на экране исчезает. Но могут ли траектории пересекаться?

При наличии таких двоичных детекторов вклад верхней щели теперь *коррелируется* с информацией «который путь», зарегистрированной верхним детектором, и аналогично по отношению к нижней щели и нижнему детектору.

Но через какую щель прошла частица? Предположим, что верхний детектор выдал «да», а нижний — «нет». Тогда вероятность обнаружить след частицы на экране не исчезает совсем на нижней половине экрана, хотя никакие из возможных траекторий не могут пересечься в силу однозначности поля скоростей. Следовательно, возможен случай, когда частица *прошла* через верхний детектор и, значит, через *верхнюю* щель, а затем попала в нижнюю половину экрана, так что соответствующая *бомовская траектория проходит через нижнюю щель*. Иными словами, в присутствии двоичных детекторов бомовские траектории частицы могут характеризоваться противоречивым поведением: они могут начинаться в одной щели, тогда как показания детекторов говорят о том, что частица прошла через другую щель. Короче говоря, бомовские траектории теперь не являются реалистическими, они «сюрреалистичны».

В соответствии с этой теоретической моделью была выполнена экспериментальная работа [8], в которой дается также теоретический анализ ситуации. Эксперимент производился с двумя запутанными по траекториям фотонами, используя методику «слабых» измерений (например, [21]). Показано, что траектории первой частицы (ее положение и скорость) действительно связаны с поведением второй частицы, причем на расстоянии, т. е. *нелокально*. Это, конечно, не ново, но дает уверенность в нелокальности квантовых корреляций и потенциала Боба  $Q$  в (1).

Выяснить, через какую щель прошла частица, очень просто: в случае фотонов перед щелями можно поставить взаимно ортогональные поляризаторы, так что прохождению верхней щели будет соответствовать со-

стояние, например,  $|H\rangle$ , а нижней —  $|V\rangle$ . Если же наблюдать электроны, то это могут быть два противоположных спина. В любом случае состояния взаимно ортогональны, так что  $\langle H|V\rangle = 0$ .

Траектории одиночного фотона (частица 1) измеряются и пост селективируются с помощью детектирования второго фотона, запутанного с первым (частица 2). С этой целью один из запутанных фотонов направляется в схему измерения параметров траектории, а второй фотон используется в качестве источника управляющего воздействия, открывающего или блокирующего попадание первого фотона в схему измерения.

Отсчет детектора информации о выборе пути (which-way measurement — WWM) может регистрироваться по усмотрению экспериментатора в тот момент, когда частица 1 находится в ближней зоне (диаграмма А) или в средней зоне (диаграмма В на рис. 4). При этом отсчет для частицы 2 не регистрируется до тех пор, пока частица 1 не попадет в нужную зону. На рис. 4 указаны соответствующие щели для исходных бомовских траекторий, а высота показывает результат WWM (положение  $x_2$  второй, «контрольной» частицы, т. е. через какую щель она прошла). Когда отсчет WWM регистрируется при нахождении частицы 1 в ближней зоне, бомовские траектории идеально коррелируют со значением этого результата. Если же отсчет WWM производится при нахождении частицы 1 в средней зоне, бомовские траектории коррелируют с результатом WWM только на краях диаграммы. Ближе к оси симметрии прибора равновероятны оба результата WWM независимо от той щели, в которой начинается бомовская траектория. Авторы объясняют это тем, что состояние частиц при удалении от экрана со щелями переходит в суперпозицию  $|H\rangle$  и  $|V\rangle$ , что, конечно, так и есть, и это приводит к неоднозначности определения, через какую щель прошла частица. Но если бы состояние поляризации изменялось при распространении фотонов, то наблюдалась бы их интерференция за счет постепенного «стирания» информации «который путь» аналогично эффекту «квантового ластика», например [22]. А этого, разумеется, не может произойти, поскольку нет никаких физических причин подобного изменения. Суперпозиция возникает лишь в результате перекрытия индикатрис рассеяния щелей, а результат измерения поляризации однозначно соответствует той или иной щели.

Итак, трудность интерпретации «сюрреалистических» траекторий таким образом обойти не удастся.

## 5. ТЕОРИЯ БОМА И ПРОБЛЕМА ИЗМЕРЕНИЯ

Еще в работе [23] фон Нейман обратил специальное внимание на принципиальное различие между «собственной» эволюцией квантовой системы (описываемой обратимым во времени уравнением Шрёдингера) и «редукционной» эволюцией. Последняя обычно имеет необратимый характер и происходит при изме-

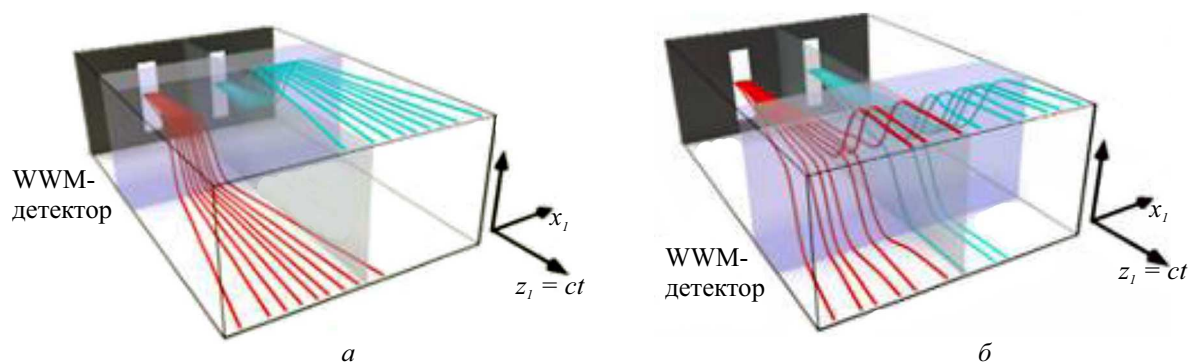


Рис. 4. Бомовские траектории в двухщелевом эксперименте. Различие траекторий по вертикали показывает, из какой щели пришла частица. На диаграмме В возникает неоднозначность траекторий, которая свидетельствует о том, что либо траектории все же пересекаются, либо о не строгом соответствии состояний  $|H\rangle$  и  $|V\rangle$  своим щелям (из работы [8])

рении состояния частицы. Измерительная процедура приводит к коллапсу квантового состояния, когда суперпозиция возможных состояний мгновенно, как принято думать, в случае ортогональных измерений заменяется одним и только одним из состояний суперпозиции, в которой система пребывает до измерения. Фон Нейман назвал такое измерение «проективным», поскольку исходный вектор состояния в гильбертовом пространстве мгновенно трансформируется («редуцируется», или «коллапсирует») в одну из своих базисных компонент в этом пространстве. Это означает, что начальная (до измерения) волновая функция заменяется одним из *собственных состояний* конкретного проекционного оператора  $\hat{P}$ . В отличие от детерминистического закона эволюции волновой функции, задаваемого уравнением Шрёдингера, коллапс не является детерминистическим, поскольку финальная волновая функция выбирается случайно среди собственных состояний оператора  $\hat{P}$ . Такое описание напоминает некий «трюк» [24], а главное — произвольно «изолирует» измеряемую квантовую систему от остального мира.

Бом предложил совершенно другой подход к проблеме измерения. В его теории измерительный процесс интерпретируется как любой другой процесс взаимодействия частиц, так что выше описанные трудности ортоксальной интерпретации просто исчезают, в частности отпадает необходимость введения проекционных операторов. Здесь вся квантовая система описывается траекторией плюс волновой функцией, а не одной только волновой функцией. Волновая функция и траектория — обе ассоциируются с системой *в целом*, т. е. с измеряемой квантовой системой плюс измерительный прибор. Для такой составной системы в общем уравнении Шрёдингера в течение процесса измерения в гамильтониане появляется слагаемое, описывающее взаимодействие, так что уравнение Шрёдингера остается справедливым как во время измерения, так и после прекращения взаимодействия. Именно это слагаемое вводит связь между состоянием системы и измерительного прибора, давая тем самым возмож-

ность осуществить измерение. В то же время при измерении происходят изменения в состоянии измеряемой системы и измерительного прибора — их степени свободы, взаимно независимые до измерения, после измерения оказываются скоррелированными (запутанными) между собой. Как указывал Бом, при выполнении измерения важно, чтобы связь между системой и прибором была достаточно сильной, а само взаимодействие должно продолжаться определенный минимальный интервал времени, но не настолько долго, чтобы вызвать искажения (в книге [25] Бом приводит в виде сравнительного аналога слишком короткую или слишком длинную экспозиции при фотосъемке).

Хорошим примером измерения может служить двухщелевой эксперимент с непрерывным спектром возможных траекторий. Согласно представлениям Бом, в отличие от ортоксальной интерпретации квантовой теории, благодаря влиянию нелокального скрытого параметра (фазы волновой функции) частица выбирает определенную траекторию: одну из возможных в соответствии с уравнением Шрёдингера. В ходе эксперимента общая волновая функция, отвечающая суперпозиции потенциально возможных состояний, расщепляется на волновые пакеты по числу таких траекторий, причем расстояние между центрами пакетов увеличивается так, что они перестают перекрываться в пространстве. В итоге одному из пакетов соответствует бомовская траектория, тогда как все остальные оказываются «пустыми» (рис. 5, см. также [6]).

Расщепление волновой функции очень напоминает многомировую интерпретацию квантовой механики Эверетта [26] с той лишь разницей, что там частица принадлежит всем волновым пакетам, но они находятся в разных «мирах» (например, [27–29]), а у Бомы все пакеты, кроме одного, — пустые.

С современной точки зрения процесс измерения и эволюции при этом векторов состояния называется декогеренцией. В этом участвуют и измеряемая система  $M$  и измеряющий прибор (или окружение)  $\varepsilon$  [30].

Перед измерением система  $M$  характеризуется матрицей плотности, отвечающей этому состоянию.

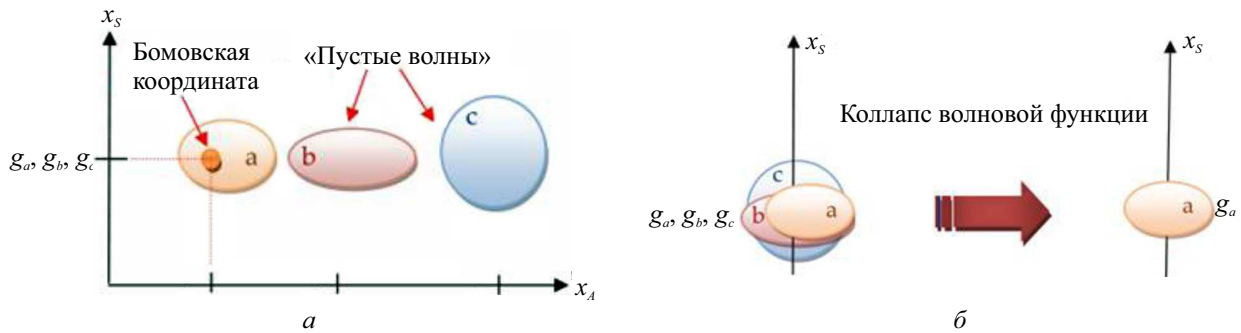


Рис. 5. Диаграммы, иллюстрирующие отличия бомовской и ортодоксальной интерпретаций (из [16]). *a* — бомовское объяснение измерения в пространстве  $[x_S, x_A]$  (система–прибор): из неперекрывающейся волновой функции только часть  $g_a$  волновой функции, где представлена траектория, требуется для вычисления эволюции бомовской системы (bohmian position — бомовская координата, empty waves — «пустые волны»); *b* — ортодоксальное объяснение измерения в пространстве  $[x_S]$  (система): волновая функция (системы) коллапсирует в часть  $g_a$ , когда осуществляется измерение (wavefunction collapse — коллапс волновой функции)

Члены, стоящие на главной диагонали матрицы, дают вероятности получения каждого из возможных (базисных) результатов измерения, а члены, расположенные вне главной диагонали, соответствуют корреляциям (фазовым соотношениям) между базисными состояниями. Аналогичным образом описывается и окружение  $\varepsilon$ .

При взаимодействии системы  $M$  с окружением  $\varepsilon$  (т. е. при измерении) происходит запутывание степеней свободы  $M$  и  $\varepsilon$ . Описывающая их общая матрица плотности, которая до измерения могла быть разложена (факторизована) на два сомножителя, по отдельности отвечавших за  $M$  и  $\varepsilon$ , утрачивает это свойство, т. к. возникает корреляция между степенями свободы  $M$  и  $\varepsilon$ , которой до измерения не было. В частности, если  $M$  и  $\varepsilon$  изначально находились в чистых состояниях, то каждая часть составной системы ( $M$  и  $\varepsilon$ ) на этом этапе уже не может быть описана отдельным вектором состояния, а только матрицей плотности.

Завершающий этап сводится к процессу декогеренции. Он характеризуется разрушением фазовых соотношений между отдельными состояниями, происходит ослабление элементов матрицы плотности вне главной диагонали (коэффициентов корреляции), тогда как элементы на главной диагонали (вероятности базисных состояний) существенно не изменяются. В конечном счете измеряемая система переходит в статистическую смесь возможных результатов измерений, что формально может соответствовать проекционному оператору фон Неймана в случае, если матрица плотности является проектором.

## 6. КРИТИКА ГИПОТЕТИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ НА ПУСТЫЕ И НЕПУСТОЙ ВОЛНОВЫЕ ПАКЕТЫ

Если следовать гипотезе Бома о расщеплении волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, то в интерференционных схемах с разделением частиц

на два канала сама частица должна присутствовать только в одном канале, иначе либо у нее не будет траектории вообще, либо придется говорить об интерпретации Р. Фейнмана, согласно которой каждая частица распространяется одновременно сразу по всем возможным траекториям [31]. Заметим, что интерпретация Бома сильно отличается от формализма фейнмановских путей в квантовой механике, где вероятность перехода между двумя точками в фазовом пространстве вычисляется с использованием всех возможных путей между этими двумя точками. В противоположность фейнмановскому формализму механика Бома утверждает, что каждая квантовая частица следует по своей траектории детерминистическим образом. Таким образом, при этом во многом сохраняются представления классической механики. Здесь, наряду с проверками «сюрреалистических» траекторий, мы имеем счастливую возможность проверить гипотезу Бома экспериментально, по крайней мере, в виде мысленного эксперимента, просчитав соответствующую экспериментальную схему обычным квантово-механическим расчетом. Действительно, можно предложить строгое доказательство пребывания фотона в обоих плечах интерферометра Маха–Цендера одновременно [32], т. е. доказать, что ВСЕ волновые пакеты непустые и никакой предопределенности нахождения частицы в одном из них нет.

Поместим вместо или в качестве фазовых задержек в плечах интерферометра две идентичные нелинейные среды, обладающие кубичной нелинейностью, в которых происходит фазовая само модуляция (ФСМ), т. е. изменение показателя преломления сред под действием находящегося в них света. Это могут быть, например, кварцевые волокна (рис. 6). Фотон, проходя через них, должен приобретать дополнительный фазовый набег, который неизбежно скажется на результате интерференции. Но для появления этого нелинейного фазового набега в волокне должен присутствовать сам фотон, а не просто его пустой волновой пакет, ведь в последнем нет энергии, которая бы инициировала

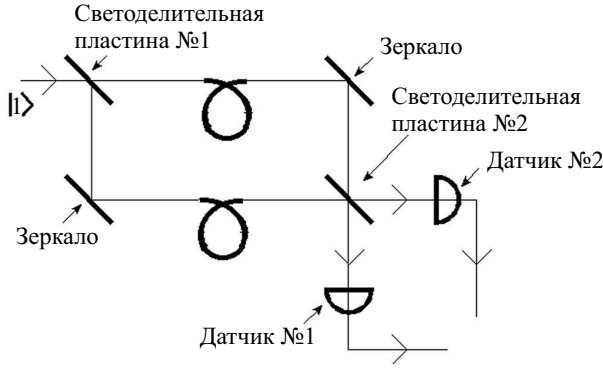


Рис. 6. Схема интерферометра Маха-Цендера с идентичными нелинейными волокнами в каналах

нелинейный эффект ФСМ. Вся энергия частицы сосредоточена, согласно Бому, именно в самой частице, а вектор квантового состояния лишь направляет ее в ту или иную сторону.

Пусть в отсутствие излучения фазовые набег в плечах были одинаковы. Тогда, посылая в интерферометр единичный фотон, мы имеем две альтернативы: либо фотон пройдет только одно плечо и разность фаз изменится за счет нелинейного набега фазы в этом плече, либо фотон пройдет оба плеча, нелинейные фазовые набег в которых будут одинаковы, так что разность фаз не изменится. В последнем случае мы увидим появление фотона лишь на одном из выходов интерферометра.

Входную монохроматическую моду в фоковском состоянии  $|1\rangle$  будем описывать оператором уничтожения фотона  $\hat{a}_1$ , а вакуумную моду  $|0\rangle$  на втором входе — оператором  $\hat{a}_0$ . После первого 50%-го светоделителя также рассматриваем две моды, описываемые операторами  $\hat{a}_2$ ,  $\hat{a}_3$  в представлении Гейзенберга:

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_1 + \hat{a}_0}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}_3 = \frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_0}{\sqrt{2}}.$$

Далее учитываем действие керровской нелинейности. Устойчивое поперечное распределение интенсивности в кварцевых волокнах можно рассматривать как моду излучения, а сам четырехфотонный процесс описывать одномодовым гамильтонианом (например, [33] и цитируемая там литература):

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \chi^{(3)} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a},$$

где  $\chi^{(3)}$  — коэффициент кубичной нелинейности, нормированный по числу фотонов. Нелинейный отклик полагаем мгновенным.

Соответствующий оператор эволюции квантового состояния в представлении Шрёдингера равен

$$\hat{U} = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}\right) = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{n} (\hat{n} - 1)\right), \quad (2)$$

где  $\bar{\chi} = \chi^{(3)} t$ , а время эволюции  $t$  связано с длиной волокна  $l = vt$ ,  $v$  — скорость распространения моды в волокне,  $\hat{n}(t)$  — оператор числа фотонов.

В представлении Гейзенберга оператор уничтожения фотона моды поля подчиняется уравнению  $i\hbar \frac{d\hat{a}}{dt} = [\hat{a}, \hat{H}]$ , откуда  $\hat{a}(t) = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}^+(0)\hat{a}(0)}\hat{a}(0)$ , а в нашем случае

$$\hat{a}'_2 = 5^{-i\bar{\chi}\hat{a}_2^+} \hat{a}_2, \quad \hat{a}'_3 = 5^{-i\bar{\chi}\hat{a}_3^+} \hat{a}_3.$$

Соответственно две выходные моды интерферометра

$$\hat{a}'_0 = \frac{\hat{a}'_2 - \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}'_1 = \frac{\hat{a}'_2 + \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Найдем средние значения чисел фотонов на выходах интерферометра:

$$\langle \hat{n}_0 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_0^+ \hat{a}'_0 \rangle = 0, \quad \langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_1^+ \hat{a}'_1 \rangle = 1.$$

Итак, мы наблюдаем интерференцию с нулевой разностью фаз, значит, фотон прибывает в обоих каналах одновременно.

Все было бы хорошо, если бы не одно прискорбное обстоятельство. Согласно (2) одиночный фотон в фоковском состоянии  $|1\rangle$  не приобретает нелинейного фазового набега, ведь при  $n = 1$ , т. е. при любом усреднении по  $|1\rangle$ ,  $\hat{U} = \hat{I}$ . Это не удивительно, поскольку ФСМ является одним из видов нелинейного четырехфотонного процесса, вырожденного по частоте и по направлению, когда два фотона накачки превращаются в точно такие же два фотона, но уже с фазовым набегом. Поэтому одиночный фотон реализовать процесс ФСМ не в состоянии. Но что же делать? Попробуем направить в два плеча интерферометра не суперпозицию  $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle)$ , а  $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|12\rangle + |21\rangle)$ . Такие трехфотонные поля можно приготовить следующими способами. Во-первых, использовать трехкаскадный переход атома из возбужденного в основное состояние, при котором два из трех испускаемых фотонов вырождены, т. е. принадлежат одной моде. Во-вторых, применить нелинейное преобразование частоты вниз в среде с кубичной нелинейностью  $\chi^{(3)}$  [34] либо в результате каскадного процесса, аналогичного описанному в [35, 36]. В последнем варианте на первом этапе рождаются два фотона в ходе невырожденного параметрического рассеяния в пьезокристалле, например, типа  $3\omega \rightarrow 2\omega + \omega$ , а на втором — расщепление одного из фотонов при вырожденном параметрическом процессе, т. е. появление субгармоники:  $2\omega \rightarrow \omega + \omega$ . Сформированные таким образом моды «а» и «b» поступают далее в плечи интерферометра Маха-Цендера с нелинейными волокнами. Вектор состояния на входе в них равен

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_a |2\rangle_b + |2\rangle_a |1\rangle_b).$$

После действия оператора эволюции  $\hat{U}$  (2) имеем

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_a |2\rangle_b e^{-i\bar{\chi}_b} + |2\rangle_a |1\rangle_b e^{-i\bar{\chi}_a}).$$



На выходе интерферометра, согласно (3), вероятность срабатывания детекторов будет пропорциональна среднему числу фотонов:

$$\langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_0 + \hat{a}'_0 \rangle = \frac{1}{2}(1 + \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)),$$

$$\langle \hat{n}_2 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_0 + \hat{a}'_0 \rangle = \frac{1}{2}(1 - \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)).$$

Решая эту задачу в представлении Гейзенберга, получаем тот же результат.

Итак, при одинаковых волокнах  $\bar{\chi}_a = \bar{\chi}_b$  имеем фототсчеты лишь одного детектора, а это означает, что интерференция присутствует и оба состояния суперпозиции одновременно присутствуют в обоих плечах интерферометра. Следовательно, ни расщепления вектора состояния, ни пустых волновых пакетов нет, как и в случае с однофотонными состояниями.

Если иметь в виду интерферометр Маха–Цендера, то на вход его можно подать фокковское состояние  $|3\rangle$ , тогда поле в плечах его будет описываться вектором состояния

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{2}(|0\rangle_a|3\rangle_b + |1\rangle_a|2\rangle_b + |2\rangle_a|1\rangle_b + |3\rangle_a|0\rangle_b),$$

а вероятности срабатывания детекторов будут неравными —  $1/4$  и  $3/4$ , что также доказывает наличие интерференционного эффекта и одновременного присутствия всех составляющих квантовой суперпозиции в плечах интерферометра.

Есть еще одно, хотя и косвенное доказательство этого факта, базирующегося на неоспоримом присутствии квантовой суперпозиции вместо конкретных значений измеряемых величин квантовых наблюдаемых. А наличие квантовой суперпозиции как раз и противоречит существованию одной определенной траектории квантовой частицы или частиц. Это доказательство состоит в эксперименте, пока только мысленном, в котором отсутствует конкретное значение разности фаз у двух запутанных фотонов, а присутствует полная суперпозиция всех возможных значений этой разности фаз [37].

## 7. СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФОН НЕЙМАНА, ВОЗРАЖЕНИЯ БОМА И БЕЛЛА

Бом интерпретировал полученные им соотношения в том смысле, что они в принципе означают *опровержение квантового индетерминизма*. Если бы нам было известно значение фазы  $S$ , то мы могли бы, как он считал, определить «индивидуальные» скорости частиц  $\mathbf{v}_i$  и с помощью дальнейшего интегрирования по времени при заданных начальных значениях — «индивидуальные» *траектории* частиц. Здесь возникают по меньшей мере два фундаментальных вопроса.

1. Как быть с известной теоремой фон Неймана о скрытых параметрах, ограничивающей детерминизм поведения отдельных квантовых частиц?

2. Правильно ли вообще в данном случае говорить об «индивидуальных» характеристиках частиц?

Но можно ли согласовать принципы квантовой механики с детерминистическим, а не вероятностным описанием квантовых объектов? В знаменитом труде Джона фон Неймана был приведен результат, полученный ранее Робертсоном [38] и названный затем теоремой фон Неймана о скрытых параметрах. Как утверждает эта теорема, из основных принципов квантовой теории следует, что она (эта теория) может давать только вероятностное, но не детерминистическое описание квантовых объектов. Поскольку эта теорема в дальнейшем многократно подвергалась критике и различным переинтерпретациям (например, [39] и цитируемая там литература), дадим ее точную формулировку. Пусть двум квантовым наблюдаемым величинам  $A$  и  $B$  соответствуют два *некоммутирующих* самосопряженных эрмитовых оператора  $\hat{A}$  и  $\hat{B}$ , причем  $\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = i\hat{C}$ . Тогда может быть строго доказано *соотношение неопределенностей Гейзенберга*:

$$\sqrt{(\Delta A)^2 \cdot (\Delta B)^2} \geq \frac{1}{2}|\bar{C}|,$$

где  $\Delta A$  и  $\Delta B$  — среднеквадратические принципиально неустранимые отклонения индивидуальных результатов измерения  $A$  и  $B$  от их средних значений. Иными словами, коль скоро для описания квантовых явлений необходимы некоммутирующие операторы, то использующая их теория не может быть детерминистической.

Сам Бом, не оспаривая математическую корректность формального аппарата квантовой теории, настаивал на том, что это описание соответствует не окончательному, а лишь промежуточному уровню представления реальности. Логика Бома состояла в следующем утверждении: да, статистическая интерпретация квантовой механики, допускающая использование некоммутирующих операторов, внутренне непротиворечива и подтверждается экспериментами. Для такой теории «скрытые» (детерминистические) параметры действительно не нужны и излишни. Но означает ли это, что невозможен более глубокий уровень описания, также внутренне непротиворечивый и допускающий экспериментальное подтверждение? В качестве возможной иллюстрации Бом приводит сопоставление феноменологической термодинамики (в которой фигурируют макроскопические параметры — давления, температуры и т. п.) со статистической физикой, в которой *макроскопические* параметры не постулируются, а возникают как результат действия ансамбля *микроскопических* степеней свободы отдельных атомов и молекул. Как известно, между сторонниками этих концепций в свое время шла упорная идеологическая борьба; победил же именно микроскопический подход.

Можно привести и другую аналогию, более близкую, как представляется, к тезису Бома. Рассмотрим линейную электрическую цепь со стационарными гармоническими токами и напряжениями. Здесь можно

выделить два уровня анализа. На «тонком» уровне можно оперировать мгновенными значениями токов и напряжений (и измерять их), это как раз то, что имеет в виду Бом. На «грубом» уровне мы должны говорить только о «действующих» (RMS — root mean square) значениях токов и напряжений, которые в каждой ветви квадратично усреднены за период гармонического тока, а также о фазовых углах между ними; в этом случае мы имеем прагматическую и абсолютно непротиворечивую и полную теорию стационарных гармонических процессов, которая, однако, потенциально может быть углублена и до «тонкого» уровня. Более того, в такой теории также используются комплексные величины, что приводит к ряду удивительных аналогий, включая и коммутационные соотношения, с квантовой механикой [40].

К возражениям против универсальной справедливости теоремы фон Неймана присоединился и Джон Белл [1]. В главе «Невозможная волна-пилот» он привел конструктивную критику предпосылок этой теоремы и сослался на модель, предложенную Бомом, которая выходила за рамки подобных предпосылок и, в частности, вводила параметр фазы, явно служащий примером «скрытого параметра» фон Неймана. «Я увидел невозможное осуществленным». Так Джон Белл описывал свое невыразимое удивление в 1952 г. по поводу публикации статьи Дэвида Бома. В своей книге Белл поражается молчанию своих учителей по поводу теории «волны-пилота» де Бройля—Бома [1]. Поэтому Белл подошел к анализу ситуации с другой стороны. Рассматривая в [40] мысленный опыт, связанный с известным парадоксом Эйнштейна—Подольского—Розена, где речь идет о разлете запутанных квантовых частиц, Белл попытался выяснить, можно ли описать результаты квантовой теории и соответствующих экспериментов с помощью *детерминистических скрытых параметров*. Оказалось, что этого сделать нельзя в принципе, если только не допустить, что между разлетающимися ЭПР-частицами (и/или детекторами этих частиц) возможны *нелокальные* (сверхсветовые) корреляции. Как формально доказал Белл в 1960-х [41], а позднее экспериментально проверил Аспе с сотрудниками в 1980-х, квантовая механика (а теория Бома — в явном виде через квантовый потенциал) характеризуется именно *нелокальными* корреляциями при запутывании (entanglement) [42, 43].

## 8. ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ СКОРОСТИ И ТРАЕКТОРИИ В МОДЕЛИ БОМА ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ?

Являются ли найденные Бомом скорости и точки траектории мгновенными характеристиками именно *индивидуальных* частиц? Сам он был в этом убежден и даже не пытался ставить вопрос как-то иначе, ибо

в этом смысл всей его интерпретации. Однако имеются аргументы в пользу другой точки зрения.

Во-первых, само уравнение Шрёдингера, которое было для Бома отправным, оперирует со *статистическим* ансамблем, имеющим то или иное распределение. Отсюда, как представляется, следует, что любое полученное из уравнение Шрёдингера описание также будет иметь статистический характер. Это в полной мере должно относиться к таким объектам, как бомовские скорости и бомовские траектории.

Во-вторых, исходя из аналогии с «квантовой жидкостью», подчиняющейся тем же уравнениям Бома, было показано [44], что «линии течения квантовых потоков не могут пересекаться в конфигурационном пространстве  $\langle \dots \rangle$ . Следовательно, две или более бомовские траектории не могут пересекаться в одной и той же точке в данный момент времени  $\langle \dots \rangle$ . В то же время теоретически и экспериментально показано, как было отмечено выше, что отдельные квантовые частицы с отличной от нуля вероятностью могут «перескакивать» с одной бомовской траектории на другую, образуя так называемые «сюрреалистические» траектории [20]. Следовательно, «групповые» бомовские траектории и «индивидуальные» треки следования частиц — это совсем не одно и то же, что и было продемонстрировано на примере «сюрреалистических» траекторий.

Действительно, в 1926 году Маделунг увидел, что из уравнения Шрёдингера, зависящего от времени, следует уравнение, имеющее форму гидродинамического уравнения непрерывности, в котором фигурируют плотность и потенциал скоростей движущейся жидкости. Развивая эти идеи, Маделунг показал, что каждая собственная функция (решение волнового уравнения) хотя и зависит от времени, но может интерпретироваться как некоторый тип стационарного течения. Поскольку гидродинамическая модель описывала также и другие важные черты теории Шрёдингера, Маделунг предположил, что существует возможность рассматривать квантовую теорию атомов с этой точки зрения. Если уравнения Бома понимаются как уравнения гидродинамики, то траектории, полученные из уравнений, не обязательно должны рассматриваться как траектории реальных частиц, но, скорее, как *линии потока, ассоциированного с квантовой жидкостью* (действительно, заметим, что уравнение Шрёдингера обычно описывает не «истинную» частицу, а степень свободы).

«Тогда немедленно возникает вопрос: что собой представляет траектория по Бому? Является ли она реальным путем, по которому следует квантовая частица, или просто отражает квантовую степень свободы? ...

Рассмотрим классическую сплошную среду. Она состоит из многих различных частиц (атомов, ионов, молекул и т. д.), все степени свободы описываются набором связанных дифференциальных уравнений, причем число уравнений совпадает с числом степеней

свободы. Пусть нас интересует не микроскопическое описание среды, а лишь макроскопическое описание с помощью уравнения типа уравнений Эйлера или Навье–Стокса, которые феноменологически описывают эволюцию сплошной среды, не уделяя внимания микроскопической динамике ее составляющих. Именно на этом построены основы гидродинамики. В таком случае для экспериментального изучения поведения среды обычно следят за движением некоторых частиц, а именно частиц-маркеров, которые позволяют визуализировать динамику потока при движении вдоль линий его течения, совпадающим с линиями переноса энергии. Например, если мы хотим наблюдать эволюцию потока воздуха, то можем следить за распространением дыма сигареты; для слежения за потоком воды можно использовать другую жидкость типа чернил, или мелкие плавающие частицы типа пыльцы, или крошки древесного угля. На космологических масштабах такой гидродинамический подход также может быть использован благодаря использованию в качестве частиц-маркеров звезд, галактик или их скоплений. ... Реальные отдельные квантовые частицы ведут себя как корпускулы, хотя их распределение обнаруживает волновые свойства согласно уравнению Шрёдингера или его боровским эквивалентам. Следовательно, очевидно, что свойства ансамбля требуется описывать коллективно, т. е. функцией плотности распределения, роль которой выполняет плотность вероятности в квантовой механике или, на более элементарном уровне, волновая функция. Это соответствует *статистической интерпретации Борна* для квантовой механики» [44, 50].

## 9. МОДЕЛЬ ГРОССИНГА

Вспомним приведенную в начале цитату из [4]: «Увидев, что это уравнение подобно уравнению с мнимым коэффициентом диффузии, Шрёдингер ослабил свое первоначальное требование о вещественности  $\psi$  и допустил возможность комплексных значений для механического полевого скаляра  $\psi$ . . .». В ней встречаются два ключевых слова — «диффузия» и «комплексность». К этим двум понятиям в ряде своих работ обращается австрийский теоретик Герхард Гроссинг, выстраивая так называемую «эмерджентную квантовую механику». Под этим термином Гроссинг понимает квантовую механику, *возникающую на субквантовом уровне из классических по своей сути представлений*.

В работе [45] он предлагает следующую модель, описывающую распространение квантовой частицы в среде «нулевых колебаний» вакуума. Энергия этой квантовой частицы считается состоящей из двух составляющих. Первая из них — это обычная (постоянная) энергия квантового осциллятора (пропорциональная частоте колебаний), а вторая — это *дополнительная кинетическая компонента, обусловленная флуктуиру-*

*ющим (гармонически изменяющимся) импульсом частицы*, который непрерывно приобретает и теряет из-за обмена энергией с вакуумом. В результате движение частицы приобретает броуновский характер. Полагая кинетическую энергию «вакуумного термостата» в расчете на одну степень свободы равной  $kT/2$ , а среднюю кинетическую энергию частицы-осциллятора —  $\hbar\omega/2$ , затем приравнивая их, вводя вероятность для частицы и выражая ее обычным образом через действительную амплитуду и фазу волновой функции, Гроссинг получает макроскопическое уравнение *диффузии*, в точности совпадающее с уравнениями Бома, где автоматически возникает вышеупомянутый специфический квантовый потенциал. Для единственной свободной частицы этот потенциал не оказывает существенного влияния, однако при наличии нескольких частиц для диффузионных полей сразу следует новое понимание основных свойств квантового потенциала.

Важную роль при этом играет собственная частота  $\omega$  частицы, которая (насколько можно полагать — авт.) резонирует во всем объеме с частотой вакуумных колебаний<sup>2</sup>. Именно вследствие этого возникают *диффузионные* волны, свойства которых радикально отличаются от обычных («бегущих») волн. В частности, следует обратить внимание на *нелокальные свойства диффузионных волн*. Так как «скорость их распространения» не ограничена, исходное уравнение не приводит ни к бегущим волнам, ни к волновым фронтам, ни к фазовой скорости. Скорее, целая область как бы «дышит» в фазе с осциллирующим источником. В мире диффузионных волн существуют только пространственно коррелированные фазовые лаги, определяемые диффузионной длиной.

Таким образом, вместо привычного анализа поведения одиночной квантовой частицы (фотона, электрона) самой по себе, мы приходим к необходимости рассматривать ее «диффузионное» распространение в среде, состоящей из нулевых колебаний вакуума. И на самом деле эта мысль не столь неожиданна, как могло бы показаться. В теории декогеренции активно используются представления о взаимодействии квантовой частицы со средой, когда эта среда «измеряет» частицу и запутывается с ней. Например, «... Д. И. Блохинцев считал, что особенности квантовой механики происходят из-за невозможности изолировать частицу от окружающего мира. При любой температуре выше абсолютного нуля тела излучают и поглощают электромагнитные волны. С позиций квантовой механики

<sup>2</sup> Ср. с постоянством частоты вибрации (т. е. подпитки энергией) для всего объема жидкости в экспериментальном поддоне в макроскопических опытах группы Кудэ [47] с «блуждающими капельками», получившими широкую известность в связи с сильной аналогией между ними и основными квантовыми эффектами движения. В частности, возникающие там волны также имеют диффузионный характер.

это означает, что их положение непрерывно “измеряется”, вызывая коллапс волновых функций. “С этой точки зрения никаких изолированных, предоставленных самим себе «свободных» частиц не существует, — писал Блохинцев. — Возможно, что в этой связи частиц и среды и скрывается природа той невозможности изолировать частицу, которая проявляется в аппарате квантовой механики”» [46].

Современная физика уже вплотную, на количественном уровне занимается теоретическими моделями декогеренции и их экспериментальной проверкой. В частности, «пригодная для анализа модель представляет собой набор гармонических осцилляторов . . . или, что эквивалентно, квантовое поле. . . Присутствие частицы приводит к возбуждению поля и ее рассеянию. Результирующая рябь создает своего рода запись ее положения, формы, ориентации и т. п. и, что наиболее важно, приводит к ее мгновенной локализации и, следовательно, появлению траектории. Возникает своего рода такой же след, как на водной поверхности вслед за кораблем, плывущим по озеру, или за камнем, брошенным в воду. Мы переносим этот образ на возмущение некоторыми объектами существующего электромагнитного поля» [48].

При этом важно понимать, что чисто классическое описание квантовых объектов в присутствии вакуумного континуума мод дает ошибочные результаты. Например, попытка численного моделирования атома водорода в рамках планетарной модели Резерфорда в поле белого шума вакуума не дает, разумеется, стационарных орбит Бора [49].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые итоги.

Прежде всего, отметим, что формально Бом не расширил сам аппарат квантовой механики. Он «просто» предложил заменить уравнение Шрёдингера для одной комплекснозначной волновой функции эквивалентной системой двух уравнений для двух действительных функций — амплитуды и фазы волновой функции.

С другой стороны, такое представление математического аппарата позволило посмотреть на квантовую теорию с новых позиций.

- До Бомы, насколько можно судить, «абсолютную» фазу волновой функции считали формальным параметром, не имеющим физического смысла. В новом представлении на смену уравнению Шрёдингера пришли известные из классической физики уравнение непрерывности (для плотности вероятности) и уравнение Гамильтона–Якоби, позволяющие фиксировать фазу волновой функции для отдельной траектории (или группы траекторий). В квантовом аналоге уравнения Гамильтона–Якоби появилось новое слагаемое — квантовый потенциал, которое отсут-

ствовало в классическом уравнении и обусловило в явном виде *нелокальные* корреляции квантовых частиц.

- Бом интерпретировал отдельные траектории, фиксируемые определенным значением фазы волновой функции, как треки движения индивидуальных квантовых частиц. Однако теоретические аргументы и экспериментальные факты позволяют думать, что речь идет, скорее, о классах траекторий, усредненных по данному значению фазы, тогда как понятие траектории индивидуальной частицы является весьма спорным. Тем более сюда добавляется и «сюрреализм». Теория Бомы говорит, по-видимому, не об отдельных частицах и их траекториях, а о линиях переноса массы/энергии.
- Бом привел ряд аргументов, опровергающих универсальную справедливость теоремы фон Неймана о скрытых параметрах. Введенная им «абсолютная» фаза волновой функции является хорошим примером (нелокального) скрытого параметра.
- Бом высказывал твердую уверенность в том, что хотя квантовая механика является полной и непротиворечивой теорией, возможны иные физические теории, также полные и непротиворечивые, но работающие на более тонком уровне представлений о пространстве, времени и физических взаимодействиях.

Итак, несмотря на несомненную полезность гипотезы Дэвида Бомы, вряд ли с ее помощью можно рассчитывать на обоснование детерминизма квантовых процессов, а расщепление волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, как представляется, противоречит результатам возможных экспериментов и их интерпретациям.

Я очень благодарен М. Х. Шульману за плодотворные дискуссии и сотрудничество.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-01-00598).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell J. S. Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics (Cambridge University Press, 1987), 2nd edition, 2004.
2. Louis de Broglie // Ondes et quanta. Compt. Rend. 1923. **179**. P. 507.
3. Schrödinger E. // Annalen der Physik, 1926. **Vd 79**. S. 361. (Шрёдингер Э. Квантование как задача о собственных значениях. В кн. «Избранные труды». М.: Наука, 1976. С. 9).
4. Jammer M. The conceptual development of quantum mechanics. McGraw-Hill book Company. New York, St. Louis, San Francisco, Toronto, London, Sydney, 1967. (Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М.: Наука, 1985).
5. Bohm D. // Phys. Rev. 1952. **85**. P. 166.
6. Bohm D. // Phys. Rev. 1952. **85**. P. 180.

7. *Styer D. F., Balkin M. S., Becker K. M. et al.* // *Am. J. Phys.* 2002. **70**, № 3. (Стайер Д. Ф. и др. [Девять формулировок квантовой механики.](#))
8. *Mahler D. H., Rozema L., Fisher K. et al.* // *Sci. Adv.* 2016. **2**. e1501466.
9. *Hensen B., Bernien H., Dre'au A. E. et al.* // *Nature.* 2015. **526**, № 10. P. 682.
10. *Hessmo B., Usachev P., Heydar H., Björk G.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **92**, 180401.
11. *Babichev S. A., Appel J., Lvovsky A. I.* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **92**. 193601.
12. *Fuwa M., Takeda S., Zwierz M. et al.* // *Nature Communications.* 2015. **6**. P. 6665.
13. *Belinsky A. V., Zhukovskiy A. K.* // *J. of Russian Laser Research.* **37**, № 5. P. 521.
14. *Белинский А. В., Шульман М. Х.* // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2017. № 1. С. 38.
15. *Belinsky A. V., Shulman M. H.* // *J. of Russian Laser Research.* 2017. **38**, № 3. P. 230.
16. *Oriols X., Mompart J.* Overview of Bohmian Mechanics; P. 15; Chapter 1 of the book «Applied Bohmian Mechanics: From Nanoscale Systems to Cosmology» Ed. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd, 2012.
17. *Jacques V., Wu E., Grosshans F. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. **100** (22). 220402.
18. *Philippidis C., Dewdney C., Hiley B. J.* // *Nuovo Cimento.* 1979. **52B**. P. 15.
19. *Gondran M., Gondran A.* // *Am. J. Phys.* 2005. **73**. P. 6.
20. *Englert B-G., Scully M. O., Süssmann G., Walther H.* // *Z. Naturforsch.* 1992. **47a**. P. 175.
21. *Katz N., Neeley M., Ansmann M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. **101**. 200401.
22. *Kim Y.-H., Yu R., Kulik S. P. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. **84**. P. 1.
23. *von Neumann J.* *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik.* Verlag von Julius Springer. 1932, Berlin. (фон Нейман Й. Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.)
24. *Dürr D., Goldstein S., Zanghi N.* // *J. of Stat. Phys.* 2004. **116**. P. 9595.
25. *Bohm D.* *Quantum Theory.* Dover Publications, New York, 1951.
26. *Everett Hugh III.* // *Reviews of Modern Physics.* 1957. **29**. N 3.
27. *Менский М. Б.* // УФН. 2000. **170**. С. 631. (*Menskii M. B.* // *Phys. Usp.* 2000. **43**. P. 585.)
28. *Менский М. Б.* // УФН. 2005. **175**. С. 413. (*Menskii M. B.* // *Phys. Usp.* 2005. **48**. P. 389.)
29. *Гриб А. А.* // УФН. 2013. **183**. С. 1337. (*Grib A. A.* // *Phys. Usp.* 2013. **56**. P. 1230.)
30. *Менский М. Б.* *Квантовые измерения и декогеренция. Модели и феноменология.* М.: Физматлит, 2001.
31. *Feynman R. P.* // *Rev. Mod. Phys.* 1948. **20**. P. 367.
32. *Белинский А. В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2017. № 3. С. 21. (*Belinsky A. V.* // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2017. **72**, N 3. P. 224)
33. *Белинский А. В.* *Квантовые измерения.* М.: БИНОМ, 2008.
34. *Elyutin P. V., Klyshko D. N.* // *Phys. Lett. A.* 1990. **149**. P. 241.
35. *Белинский А. В.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1991. **54**. С. 13.
36. *Eberhard P. H.* // *Phys. Rev. A.* 1993. **47**. P. 747.
37. *Белинский А. В., Клевцов А. А.* // УФН. 2018. **188**. (*Belinsky A. V., Klevtsov A. A.* // *Phys. Usp.* 2018. **61**, N 3. P. 313)
38. *Robertson H. P.* // *Phys. Rev.* 1929. **34**. P. 163.
39. *Белинский А. В., Ланшин В. Б.* // УФН. 2017. **187**, № 3. С. 349.
40. *Шульман М. Х.* *Вариации на темы квантовой теории.* М.: Едиториал УРСС, 2004.
41. *Bell J. S.* // *Physics.* 1964. **1**. P. 195.
42. *Aspect A.* Bell's theorem: the naive view of an experimentalist. Conference in memory of John Bell, Vienna, December 2000. In «Quantum [Un]speakeables – From Bell to Quantum information». Ed. R. A. Bertlmann and A. Zeilinger. Springer, 2002.
43. *Gondran M., Gondran A.* *Measurement in the de Broglie-Bohm interpretation: Double-slit, Stern-Gerlach and EPRB.* // *ArXiv: 1309.4757v1 [quant-ph]* 18 Sep 2013. (Гондран М., Гондран А. Измерение в интерпретации де Бройля — Бома: опыт с двумя щелями, опыт Штерн-Герлаха и ЭПРБ — эксперимент.)
44. *Sanz Á. S.* *Quantumness beyond quantum mechanics.* // *ArXiv:1202.5181v1 [quant-ph]* 23 Feb 2012.
45. *Grössing G.* *On the Thermodynamic Origin of the Quantum Potential.* // *ArXiv:0808.3539v1 [quant-ph]*. (Гроссинг Г. О термодинамической природе квантового потенциала)
46. *Шишлова А.* // *Наука и жизнь.* 1998. № 8.
47. *Couder Y. et al.* // *Europhysics News.* 2010. **41**, № 1. P. 14.
48. *Zurek W. H.* // *Los Alamos Science.* 2002. № 27. (*Журек В.* *Декогеренция и переход от квантового мира к классическому*)
49. *Белинский А. В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 1999. № 3. С. 34.
50. *Sanz A. S., Miret-Arles S.* // *Am. J. Phys.* 2012. **80**. P. 525.

**Is David Bohm's Quantum Mechanics Interpretation Irrefutable?****A. V. Belinsky***Department of Physics, Moscow State University. Moscow 119991, Russia.**E-mail: [belinsky@inbox.ru](mailto:belinsky@inbox.ru).*

The theoretical bases of the so-called "pilot-wave" concept interpretation of quantum mechanics, as well as the performed and possible experiments to test its adequacy are considered.

*Keywords:* orthodox interpretation, hidden parameters, determinism, quantum superposition, quantum statistics.

PACS: 03.65.Ta.

*Received 12 October 2017.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **73**, No. 4. Pp. 351–363.

**Сведения об авторах**

Белинский Александр Витальевич — доктор физ-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел: (495) 939-41-78, e-mail: [belinsky@inbox.ru](mailto:belinsky@inbox.ru).